Movilidad electrónica y conductividad mínima en grafeno: una interpretación desde la Cosmología del Quarkbase

Carlos Omeñaca Prado

September 2025

Contents

1 Movilidad electrónica en grafeno según la Cosmología del Quarkbase **2**
1.1 Contexto físico del grafeno . . . 2
1.2 Marco de la Cosmología del Quarkbase . . . 2
1.3 Líneas de presión y transporte electrónico . . . 2
1.4 Modelo matemático conceptual . . . 2
1.5 Robustez frente a impurezas y vibraciones . . . 3
1.6 Predicción cualitativa del modelo . . . 3

2 Conductividad mínima en grafeno desde la Cosmología del Quarkbase **3**
2.1 Contexto experimental . . . 3
2.2 Marco Quarkbase . . . 3
2.3 Modelo conceptual . . . 4
2.4 Formulación matemática (simplificada) . . . 4
2.5 Interpretación física . . . 5
2.6 Predicciones cualitativas y cuantitativas . . . 5

3 Conclusión **5**

1 Movilidad electrónica en grafeno según la Cosmología del Quarkbase

1.1 Contexto físico del grafeno

- El grafeno es una monocapa de átomos de carbono dispuestos en una red hexagonal.
- Experimentalmente, los electrones se comportan como **fermiones sin masa efectiva**, moviéndose casi sin dispersión, con movilidad extremadamente alta.
- La física estándar asocia esto a la estructura de bandas lineal ("Dirac cones"), pero **no explica completamente la robustez frente a impurezas y vibraciones térmicas**.

1.2 Marco de la Cosmología del Quarkbase

- Cada electrón en grafeno se puede ver como un **nodo dentro del entramado de quarkbases** del material.
- La red de carbono genera **cavidades regulares** en el éter plasmático, con líneas de presión tridimensionales que atraviesan y rodean los hexágonos.
- Los quarkbases **no se fusionan**; sus interacciones generan **canales de mínima tensión** a través de los cuales las partículas pueden desplazarse casi libremente.

1.3 Líneas de presión y transporte electrónico

1. Cada átomo de carbono **desplaza el éter plasmático**, generando líneas de presión que atraviesan el hexágono.
2. Los electrones libres en la red se alinean con estas **líneas de presión**, que actúan como "rutas de baja resistencia" dentro del material.
3. La movilidad extremadamente alta se explica porque las líneas de presión **evitan dispersión**: los electrones no "chocan" con el éter plasmático sino que lo deforman suavemente, moviéndose por las cavidades generadas por los quarkbases.

1.4 Modelo matemático conceptual

Sea $\mathbf{v}_e$ la velocidad efectiva de un electrón y $\mathbf{F}_{\text{Q}}$ la fuerza resultante del éter plasmático sobre él (análoga a una fuerza de Lorentz Quarkbase):

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = \mathbf{F}_{\text{Q}} \approx -\nabla P_{\text{ether}}(\mathbf{r}),$$

donde $P_{\text{ether}}(\mathbf{r})$ es la presión local generada por las líneas de presión del quarkbase alrededor de la cavidad del hexágono.

Si las líneas de presión están perfectamente alineadas con la trayectoria del electrón, $\nabla P_{\text{ether}} \parallel \mathbf{v}_e$, entonces:

$$\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \approx 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{v}_e \approx \text{constante}.$$

Esto explica el **movimiento casi sin dispersión**, sin necesidad de recurrir solo a teorías de banda.

1.5 Robustez frente a impurezas y vibraciones

- Las perturbaciones locales del grafeno (defectos, fonones) solo **modifican localmente las líneas de presión**, pero **la red tridimensional del quarkbase genera canales alternativos**.

- Matemáticamente, si δP_{ether} representa la perturbación por un defecto, la fuerza resultante sobre el electrón es pequeña comparada con la alineación de los canales principales:

$$|\mathbf{F}_{\text{perturb}}| \ll |\mathbf{F}_{\text{Q}}|,$$

  lo que explica por qué la movilidad **permanece alta incluso con impurezas**.

1.6 Predicción cualitativa del modelo

1. Materiales bidimensionales con cavidades regulares y simetría hexagonal favorecerán **líneas de presión coherentes** → movilidad electrónica elevada.

2. Si se altera la geometría o se introduce curvatura, las líneas de presión se deforman → movilidad disminuye.

3. La temperatura afecta la tensión del éter plasmático, pero no bloquea completamente los canales → explica la **alta movilidad a temperatura ambiente**.

2 Conductividad mínima en grafeno desde la Cosmología del Quarkbase

2.1 Contexto experimental

En física estándar, el grafeno tiene un **punto de Dirac** donde la densidad de estados de electrones es prácticamente cero.

Sorprendentemente, la conductividad nunca cae a cero: se observa una conductividad mínima finita

$$\sigma_{\min} \sim \frac{4e^2}{h}.$$

La teoría de bandas convencional explica parcialmente este hecho mediante fluctuaciones cuánticas, pero no ofrece un mecanismo físico directo.

2.2 Marco Quarkbase

En la **Cosmología del Quarkbase**, cada electrón interactúa con el éter plasmático desplazado por los quarkbases que forman la red hexagonal.

Incluso cuando la densidad de portadores se aproxima a cero (punto de Dirac), las **líneas de presión** permanecen dentro de las cavidades hexagonales, generando **canales de flujo coherente**.

Esto significa que el éter plasmático actúa como un **conducto residual** que siempre permite cierto flujo de electrones.

2.3 Modelo conceptual

Sea (j) la densidad de corriente y (E) el campo eléctrico aplicado:

$$j = \sigma E.$$

En el marco del Quarkbase, la conductividad efectiva tiene dos contribuciones:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{band}} + \sigma_{\text{Qbase}},$$

donde:

- (σ_{band}): conductividad por electrones de banda, que tiende a cero en el punto de Dirac.
- (σ_{Qbase}): contribución de los canales de presión del éter plasmático, que nunca es cero porque las líneas de presión no desaparecen.

En forma expandida:

$$\sigma_{\text{eff}}(n) = e\, n\, \mu + e\, n_{\text{eff}}\, \mu_Q,$$

donde:

- (n): densidad de portadores de banda,
- (μ): movilidad asociada a dichos portadores,
- (n_{eff}): densidad efectiva de portadores inducida por los canales de presión,
- (μ_Q): movilidad intrínseca a los canales Quarkbase.

2.4 Formulación matemática (simplificada)

Si definimos (n_{eff}) como densidad efectiva de portadores inducida por los canales de presión:

$$\sigma_{\text{Qbase}} \approx e\, n_{\text{eff}}\, \mu_Q,$$

con ($n_{\text{eff}} > 0$) incluso cuando ($n \to 0$).
Una condición geométrica mínima para (n_{eff}) puede expresarse como:

$$n_{\text{eff}} \propto \frac{1}{A_c} \sum_i \phi_i,$$

donde:

- (A_c): área de la celda hexagonal,
- (ϕ_i): densidad de líneas de presión que atraviesan cada cavidad.

Así, la conductividad mínima finita se deduce naturalmente como:

$$\sigma_{\min} \approx e\, n_{\text{eff}}\, \mu_Q \neq 0.$$

2.5 Interpretación física

- El **éter plasmático** no permite "cortes completos" en la conducción: siempre existen rutas de mínima tensión para que los electrones fluyan.
- Las **cavidades hexagonales** actúan como resonadores espaciales, manteniendo canales incluso en condiciones de baja densidad de portadores.
- La robustez frente a **temperatura** y **defectos** se entiende de forma natural: las líneas de presión se reorganizan, pero no desaparecen.

2.6 Predicciones cualitativas y cuantitativas

1. La conductividad mínima depende de la **geometría de las cavidades** y la **densidad de quarkbases**, no solo de la densidad de electrones.
2. Modificar la regularidad de la red (curvaturas, vacíos, tensiones) debería cambiar ($\sigma_{\min}$) de forma predecible.
3. Comparación con el valor experimental:

   $$\sigma_{\min}^{\exp} \sim \frac{4e^2}{h}.$$

   Lo que implica que:

   $$e\, n_{\text{eff}}\, \mu_Q \;\approx\; \frac{4e^2}{h}.$$

   Esto permite usar datos experimentales para **estimar** ($n_{\mathbf{eff}}$) **o** (μ_Q) y contrastar cuantitativamente el modelo Quarkbase.
4. En materiales bidimensionales análogos (BN, MoS(*2)), si no existen líneas de presión coherentes, ($\sigma_{\min}$) debería ser mucho menor.

3 Conclusión

El análisis de la conductividad mínima en grafeno desde la Cosmología del Quarkbase permite extraer tres consecuencias fundamentales:

- **Mecanismo físico claro**: las líneas de presión del éter plasmático actúan como conductos residuales de flujo electrónico, que persisten incluso en el punto de Dirac.
- **Formulación cuantitativa**: se establece la relación

  $$\sigma_{\min} \approx e\, n_{\text{eff}}\, \mu_Q,$$

  que vincula directamente la estructura geométrica del grafeno y las propiedades del éter plasmático con el valor experimental

  $$\sim \frac{4e^2}{h}.$$

- **Predicciones testables**: la teoría anticipa que modificar la geometría hexagonal (curvaturas, defectos, tensiones) o aplicar el mismo análisis a otros materiales bidimensionales (BN, MoS_2) producirá cambios sistemáticos en $\sigma_{\min}$. Estas predicciones pueden verificarse experimentalmente, ofreciendo una vía para distinguir el marco Quarkbase del formalismo estándar.

En suma, la Cosmología del Quarkbase no solo explica un fenómeno hasta ahora sin mecanismo directo en la física contemporánea, sino que lo hace mediante una base matemática clara y contrastable, consolidándose como un marco alternativo capaz de ofrecer soluciones a enigmas fundamentales de la materia condensada.

References

References

[1] K. S. Novoselov et al., *Electric field effect in atomically thin carbon films*, Science, 306, 666–669 (2004).

[2] K. S. Novoselov et al., *Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene*, Nature, 438, 197–200 (2005).

[3] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, *Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene*, Nature, 438, 201–204 (2005).

[4] A. H. Castro Neto et al., *The electronic properties of graphene*, Rev. Mod. Phys. 81, 109–162 (2009).

[5] A. K. Geim, *Graphene: Status and prospects*, Science, 324, 1530–1534 (2009).

[6] S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, and E. Rossi, *Electronic transport in two-dimensional graphene*, Rev. Mod. Phys. 83, 407–470 (2011).

[7] N. M. R. Peres, *The transport properties of graphene: An introduction*, Rev. Mod. Phys. 82, 2673–2700 (2010).

[8] T. Ando, *Minimum conductivity in graphene and the effect of charged impurities*, J. Phys. Soc. Jpn. 75, 074716 (2006).

[9] F. Miao et al., *Phase-coherent transport in graphene quantum billiards*, Science, 317, 1530–1533 (2007).

[10] M. I. Katsnelson, *Zitterbewegung, chirality, and minimal conductivity in graphene*, Eur. Phys. J. B 51, 157–160 (2006).

[11] J. Tworzydło, B. Trauzettel, M. Titov, A. Rycerz, and C. W. J. Beenakker, *Sub-Poissonian shot noise in graphene*, Phys. Rev. Lett. 96, 246802 (2006).

[12] E. H. Hwang, S. Adam, and S. Das Sarma, *Carrier transport in two-dimensional graphene layers*, Phys. Rev. Lett. 98, 186806 (2007).

[13] K. I. Bolotin et al., *Ultrahigh electron mobility in suspended graphene*, Solid State Commun. 146, 351–355 (2008).

[14] C. R. Dean et al., *Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics*, Nat. Nanotechnol. 5, 722–726 (2010).

[15] Z.-Y. Ong and M. V. Fischetti, *Mobility enhancement and minimum conductivity in graphene*, Phys. Rev. B 84, 085422 (2011).

[16] M. I. Katsnelson, *Graphene: Carbon in Two Dimensions*, Cambridge University Press (2012).

[17] Carlos Omeñaca Prado, *Electronic Mobility and Minimum Conductivity in Graphene: An Interpretation within Quarkbase Cosmology*, Internet Archive, Preprint, 2025. Disponible en: https://archive.org/details/electronic-mobility-and-minimum-conductivity-in-graphene-an-interpretation-within